イオン間隙による燃焼室内乱流予混合火炎の計測^{*} (乱流特性とイオン電流波形)

浜本 嘉輔^{*1}, 吉山 定見^{*2}
富田 栄二^{*1}, 泉 政明^{*3}

Measurement of Turbulent Premixed Flame in a Closed Vessel
by Using an Ion Gap

(Turbulence Characteristics and Wave Form of Ion Current)

Yoshisuke HAMAMOTO, Sadami YOSHIYAMA,
Eiji TOMITA, and Masaaki IZUMI

The behavior of turbulent premixed flame was investigated by using a small ion gap in a closed vessel. Considering that ionization is strongly related to the combustion reaction, the analysis of ion-current wave yields the characteristics of turbulent flame structure. The main results are as follows: (1) The time scale of the ion current obtained in turbulent flame decreases with an increase in turbulence intensity. (2) The length scale of the ion current is nearly constant within the range of turbulence intensity in this experiment. (3) The fluctuation of the flame front produced by the turbulence is observed by analyzing the ion-current wave, and the change in the fluctuation versus the turbulence intensity is similar to the change in the roughness of turbulent flame front observed with flame photography.

Key Words: Combustion, Internal Combustion Engine, Combustion Phenomena,
Premixed Combustion, Combustion Measurement, Ion Current,
Turbulent Flame, Turbulence

1. ま え が き

予混合火花点火機関のシリンダ内乱流火炎の空間的構造を把握しようとする研究が多くなされている。例えば, Smith⁽¹⁾は, マイクロシュリーレン写真で観測される火炎面のしわ構造が機関回転速度の上昇とともに微細化されることを示している。このことは, Loyeら⁽²⁾が, レーザシートにより火炎の断面像を捕らえ, また斉藤ら⁽³⁾, 筆者ら⁽⁴⁾が火炎前面の凹凸のパワースペクトル解析を行った結果からも示されている。一方, Haghighi⁽⁵⁾は, 機関におけるイオン電流の測定結果から, 火炎内部の乱れのマイクロ空間スケールを算出し, これが機関回転速度に対して, ほぼ一定であるという結論を得ている。

本研究では, 火花点火機関における火炎をイオン間隙を用いて測定するための前段階として, 定積燃焼室内プロパン空気均一混合気の旋回流場での燃焼状況とイオン電流波形との関係を調査した。

2. 実験方法

タンク内に貯えられたプロパン空気均一混合気(当量比1.0)を内径125 mm, 幅35 mmの扁平な円筒形燃焼室内へ供給し, 旋回流を発生させ, 燃焼室中心で火花点火した。この燃焼装置の詳細および燃焼室内旋回流の乱流特性については, すでに報告している⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

図1 イオン間隙形状および測定点

^{*} 昭和63年11月23日 中国四国支部・九州支部合同岡山地方講演会において講演, 原稿受付 昭和63年5月24日。

^{*1} 正員, 岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中 3-1-1)。

^{*2} 准員, 津山工業高等専門学校 (〒708 津山市沼 624-1)。

^{*3} 准員, 岡山大学大学院。

表1 実験条件

t_v, ms	$\Omega, \text{rad/s}$	$Tl_i, \text{m/s}$
10	139	0.33
100	108	0.21
300	66	0.14
∞	0	0.0

イオン間隙の形状および測定点を図1に示す。燃焼室内に発生した旋回流は、時間経過とともに減衰していく。そこで、混合気流入後（バルブ閉後）の種々の時刻に点火することにより、異なる旋回流場での燃焼を行わせ、そのときのイオン電流を測定した。タンク内混合気圧力は300kPa、バルブが開く前の燃焼室内圧力は50kPaである。表1に、実験条件を示す。ここで t_v はバルブが閉じてから点火するまでの時間、 Ω は混合気旋回角速度、 Tl_i は点火時の乱れ強さである。

イオン間隙の電極には $\phi 0.5 \text{ mm}$ のニッケル線を用い、受感部長さ、電極間の間隔はいずれも1.0mmとした。1つの電極には一定直流電圧100Vを加え、もう一つの電極は100k Ω の直列抵抗を介して接地した。直流電圧を小さくするとイオン電流値も小さくなるため、外部の電氣的なノイズとイオン電流との識別が困難になる。本研究では、イオン電流波形中の複数個のピークから乱流火炎構造を観測することを目的としており、ノイズの影響を極力抑えるために、直流電圧を100Vとした。火炎がイオン間隙に到達すると電極間に電流が流れ、そのときの直列抵抗での微小な電圧降下を直流増幅回路を介してデジタルメモリに収録した。測定位置は、図1に示すように、X軸上の $X=30, 40, 50 \text{ mm}$ の3点である。イオン間隙は、側壁から挿入した。各条件ごとに20回の燃焼実験を行い、燃焼室内圧力をイオン電流と同時に測定した。

3. イオン電流の時間スケールおよび空間スケール

図2は乱流火炎において検出されたイオン電流の測定例である。火炎はその反応領域に相当する狭い範囲に高い濃度のイオンが存在することから、イオン電流波形に現れるピークは、燃焼素面⁽⁸⁾がイオン間隙を通過したことを示すと考えてよい。乱流火炎の燃焼領域には、未燃焼ガスと既燃焼ガスとが混在しており、その境界が燃焼素面であると考え、これらのピークは、乱流火炎の構造に密接な関係をもつと考えられる。図2に示すようなイオン電流波形より、電流が流れてから最初のピークまでの時間 t_i および隣合うピー

測定位置 $X=50 \text{ mm}$

点火時の乱れ強さ $Tl_i=0.33 \text{ m/s}$

当量比 1.0

図2 イオン電流波形の測定例

図3 $\Delta\tau$ の度数分布

図4 イオン電流の時間スケール

ク間の時間間隔 $\Delta\tau$ を測定した。図3に、イオン電流のピークからピークまでの時間間隔 $\Delta\tau$ の度数分布の例を示す。Haghighiら⁽⁵⁾はこのような度数分布から、最頻値を求め、これをイオン電流の時間スケールとして採用している。ここでは、図3に示すような度数分布曲線において最大頻度の半分以上の頻度をもつ $\Delta\tau$ の平均値を求め、イオン電流の時間スケール λ_{it} とした。その結果を図4に示す。イオン電流の時間スケール λ_{it} は、乱れ強さの増加とともに減少している。図中の破線は、非燃焼状態で測定された乱れのマイクロ時間スケール λ_i を示している。両者は類似した傾向にあることから、イオン間隙が観測している乱流火炎内部の微細構造は、未燃焼ガスの乱れの微細構造に対応しているものと考えられる。乱流火炎の燃焼領域は、火炎伝ばあるいは未燃焼ガスの旋回流によって移動している。この移動速度を火炎伝ば速度と旋回流速との合成速度 U_f であるとし、イオン電流の空間スケール λ_i を、次のように表す。

$$\lambda_i = U_f \lambda_{it}$$

図5は、このようにして求められた λ_i と乱れ強さ TI_i との関係を示している。 $X=50\text{ mm}$ の場合、 $\lambda_i \approx 1.6\text{ mm}$ であり、本実験の範囲内では、乱れ強さの変化に対してほぼ一定である。図中の破線は、非燃焼状態で測定された乱れのマイクロ空間スケール $\lambda_i^{(9)}$ を示している。 λ_i は、乱れ強さに関係なく、ほぼ一定であり、 λ_i の傾向と類似している。

4. 火炎前面の凹凸

イオン電流の立ち上がりから最初のピークまでの時間を燃焼素面の通過時間 t_i とし、2本の電極を含む面に垂直な方向の平均的火炎伝ば速度 W_f を火炎の高速度写真撮影により求め、燃焼素面厚さの特性値 δ_i を、

$$\delta_i = t_i W_f$$

と表す⁽⁸⁾。 δ_i の乱れ強さに対する変化を図6に示す。ここで、 δ_i はイオン電流の時間スケール λ_{it} を求めたときと同様に、 t_i の代表値を求め、上式より算出した。乱れが強くなるに従って、 δ_i が増加していることがわかる。また、火炎が伝ばするほど、その傾向は顕著となっている。層流火炎($TI_i = 0\text{ m/s}$)において測定された δ_i の値を、 δ_f とおく。図6からわかるように、 δ_f は、 X の増加するうち火炎伝ばとともに減少している。火炎伝ばに伴って未燃焼ガスの圧力および温度が上昇するために、層流火炎の火炎面厚さは減少し、 δ_f が減少すると考えられる。なお、未燃焼ガスは火炎伝ばに

図5 イオン電流の空間スケール

図6 δ_i の乱れ強さに対する変化

図7 $\Delta\delta_i$ と α との比較

よって、断熱圧縮されると仮定すれば、温度変化は圧力の関数として表される。この圧力変化の影響およびプローブ形状の影響を除くために、 δ_1 測定時と同じ圧力における δ_r を求め、燃焼素面厚さの特性値の乱れによる増加量 $\Delta\delta_1$ を次のようにして求めた。

$$\Delta\delta_1 = \delta_1 - \delta_r$$

図7に、 $\Delta\delta_1$ に及ぼす TI_i の影響を示す。 $\Delta\delta_1$ は、乱れが強くなるに従って増加している。これは、乱れによって燃焼素面自身が広げられたと考えるよりも、乱れによる火炎前面の凹凸のため、プローブ軸に対する燃焼素面の傾斜角が大きくなる頻度が増加し、燃焼素面がイオン間隙を通過する時間の平均値が大きくなり、見かけ上燃焼素面厚さが大きくなったと考えられよう。Suzukiら⁽¹⁰⁾は層流バーナ火炎において、イオンプローブのプローブ軸と火炎面との傾斜角が大きくなるほど、イオン電流の立ち上がりの時間が増加することを示しており、本実験結果もこれに似た現象を捕らえていると考えられる。火炎のシュリーレン写真の画像解析による火炎前面の平均的形状に対する凹凸のRMS値⁽⁴⁾ α を図中に示す。 $\Delta\delta_1$ と α とが、乱れに対して類似した傾向をもつことから、 $\Delta\delta_1$ は、乱れによる火炎前面の変動の大きさを表していると思われる。

5. あとがき

定積燃焼室内にプロパン空気混合気の旋回流を発生させ、電気火花で点火することにより乱流火炎をつくり、イオン間隙にてイオン電流を測定し、その波形と未燃焼混合気の乱流特性との比較検討を行った。その結果を要約すると次のとおりである。

(1) イオン電流の時間スケール λ_{ti} は、乱れが強くなると減少している。この傾向は、乱れのマイクロ時間スケール λ_i と乱れ強さ TI_i との関係に類似してい

ることから、イオン間隙が観測している火炎内部の微細構造は、未燃焼ガスの乱れの微細構造に対応しているものと考えられる。

(2) 本実験の範囲内では、イオン電流波形から求められた空間スケールは $\lambda_i \approx 1.6 \text{ mm}$ であり、乱れ強さに対してほぼ一定である。

(3) 燃焼素面厚さの特性値の増加量 $\Delta\delta_1$ と乱れ強さ TI_i との関係は、火炎のシュリーレン写真の画像解析による火炎前面の平均的形状に対する凹凸のRMS値 α と TI_i との関係に類似しており、乱れが強くなるほど $\Delta\delta_1$ は増加する傾向にある。これは、イオン間隙に対する燃焼素面の傾斜角が大きくなる頻度が乱れが強くなるに従って増加するためと考えられる。

文 献

- (1) Smith, J. R., Flows in Internal Combustion Engines, Proc. Winter Annual Meeting of ASME (1982-11), 67.
- (2) zur Loye, A. O. and Bracco, F. V., SAE Paper No. 870454 (1987).
- (3) 斉藤・河村, 自動車技術会論文集, 26 (1983), 114.
- (4) 浜本・ほか2名, 機論, 54-504, B (昭63), 2214.
- (5) Haghgoie, M., ほか2名, Flows in Internal Combustion Engines, Proc. Winter Annual Meeting of ASME (1982-11), 1.
- (6) 浜本・ほか2名, 機論, 53-488, B (昭62), 1395.
- (7) 浜本・ほか2名, 機論, 53-489, B (昭62), 1627.
- (8) 大東・ほか2名, 機論, 36-292, (昭45), 2116.
- (9) Tabaczynski, R. J., ほか2名, SAE Trans., 86 (1977), 2414 (Paper No. 770647).
- (10) Suzuki, T., ほか3名, Combust. Flame, 36 (1979), 179.

討 論

〔質問〕 角 田 敏 一〔広島大学工学部〕

(1) イオンプローブで得られる値の空間分解能はどの程度か。空間スケールとの比較においてご教示願いたい。

(2) 乱流火炎のミクロな現象を U_f で整理されているが、この方法には限界があり他の速度を導入する必要があるのではないか。

(3) 乱流火炎において、燃焼後期(X 大)では圧力が前期に比べて高いため燃焼の特性厚さが減少すると思われる。測定値が逆になっているのはどのように理解すべきか。

〔回答〕 (1) 伝ばしている火炎面に対して電極を平行に取付けているので、層流火炎の計測では、空間分解能が 0.5 mm のオーダーであろうと考えている。乱流火炎は電極に対して、種々の角度で伝ばしてくるので、空間分解能は少し大きくなるであろう。乱流火炎の燃焼領域には、イオン濃度の空間分布があり、それが電極を通過することを考えると、イオン濃度分布の空間スケールが電極寸法よりも小さい場合でも、イオン電流の時間的変化の検出(イオン電流波形のピー

クの検出)は可能である。ここでは、イオン濃度の空間分布を直接測定しているのではなく、それが通過するとき、時間的变化を測定しているので、電極の大きさが空間分解能そのものとは思っていない。

(2) 本研究では、イオン電流の時間的变化を、電極を通過する火炎の速度 U_f を用いて、空間的变化に変換している。このようにして、イオン電流波形と乱流特性の関係を調べようとしている。火炎帯中のイオンおよび電子が、どのような挙動をしているかというミクロな現象に関しては、今のところ研究の対象にはしていない。

(3) 図 6 で TI_i の増加とともに δ_i の値が大きくなっている主な要因は図 7 に示した $\Delta\delta_i (= \delta_i - \delta_r)$ が TI_i の増加とともに大きくなっていることであると考えている。すなわち、乱流火炎では、電極を通過する火炎面の方向の変動によって δ_i が大きくなり、火炎伝ばの進行に伴う圧力上昇による火炎面特性厚さの減少を大きく上まわっていると考えている。火炎面の変動による δ_i の増加量 $\Delta\delta_i$ は、火炎が $X=30, 40, 50$ mm と進行するに従って大きくなっている。